

Гистерезисный переход между диффузионным и контрагированным режимами разряда постоянного тока в аргоне

И. А. Шкуренков^а, Ю. А. Манкелевич, Т. В. Рахимова

*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, отдел микроэлектроники.
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2. E-mail: ^аjchkouren@mail.ru*

Проведены исследования гистерезисного перехода между диффузионным и контрагированным режимами тлеющего разряда постоянного тока в аргоне. Показано, что наблюдаемая в экспериментах бистабильность (гистерезис) вольт-амперной характеристики при переходе из контрагированного режима в диффузионный является проявлением эффекта нелокальности формирования функции распределения электронов при учете неоднородности радиальных полей. В данном случае диффузия из центральной контрагированной области высокоэнергетичных электронов способных вызывать ионизацию. Нелокальность формирования функции распределения была учтена приближенно с помощью введения температуры высокоэнергетичной части функции распределения, получения и решения уравнения для радиального профиля высокоэнергетичной части функции распределения.

PACS: 52.65.-y, 52.25.Dg, 52.25.Jm.

Ключевые слова: низкотемпературная плазма.

Статья поступила 21.03.2008, подписана в печать 13.10.2008.

В физике газоразрядной плазмы хорошо известно явление скачкообразного контрагирования разряда постоянного тока в инертных газах при повышенных давлениях (десятки и сотни торр), когда все параметры разряда при достижении критического тока скачком изменяются и разряд сжимается в узкий светящийся шнур [1]. При этом ВАХ разряда имеет бистабильный характер [1].

Природа и механизмы контракции в инертных газах изучались в ряде теоретических работ [2–4]. Наиболее полная кинетическая модель для исследования свойств и механизмов контракции разряда постоянного тока в аргоне при высоких давлениях представлена в работе [2]. Было показано, что нагрев газа, ступенчатая ионизация и влияние электрон-электронных соударений на функцию распределения электронов в локальном по полю приближении приводят к контракции и должны вместе учитываться для количественного описания контракции. Явление гистерезиса [1] состоит в том, что переход из диффузионного режима в контрагированный и обратно происходит при различных значениях тока. В отличие от контракции, по изучению и количественному описанию которой было сделано много работ, нам не известно ни одной самосогласованной модели, где был бы предложен и описан механизм гистерезиса. Только в работе [3] авторами был получен гистерезисный переход в локальной модели с учетом высоковозбужденных уровней и переносом излучения. Однако физическая природа гистерезиса не была объяснена.

Как правило, бистабильность вольт-амперной характеристики (ВАХ) отражает некоторую «память» плазменной системы, природа которой может быть различна. Так, гистерезис в ВАХ барьерных разрядов объясняется обычной емкостью диэлектриков. Однако подобная «память» может возникнуть и в плазме, когда существенна нелокальность энергетического спектра электронов в сильно неоднородных полях. Одним из примеров бистабильности ВАХ, обусловленной кинетикой электронов в неоднородных полях, может быть эффект Ганна [5] в полупроводниковой плазме при возникновении доменов сильного поля в структурах с отрицательной дифференциальной проводимостью.

Настоящая работа является продолжением работ [4, 6], где была создана модель для неона. В модели описаны диффузионный и контрагированный режимы, а также гистерезисный переход между диффузионным и контрагированным режимами. В разработанной одномерной (радиальной) модели решалась замкнутая система следующих уравнений: уравнения непрерывности для концентрации электронов, ионов Ar^+ и Ar_2^+ и возбужденных атомов (в эффективном метастабильном состоянии), уравнение теплопроводности для нейтрального газа и температуры электронов, уравнение Пуассона для радиального поля, уравнение для продольного поля (условие заданного тока) для параметров эксперимента [7], также решалось уравнение Больцмана с учетом электрон-электронных соударений в локальном приближении.

Цель работы — показать на примере аргона, что рассматриваемый эффект характерен не только для неона, но и для других инертных газов.

В настоящей работе использовалась та же численная модель, что и в работе [4]. Все расчеты были проведены для давления $P = 200$ торр (радиус трубки $R = 1$ см). Список реакций модели приведен в таблице. Для описания ступенчатой ионизации два нижних метастабильных уровня (11.54 и 11.72 эВ) были объединены в один эффективный метастабильный уровень, два резонансных уровня (11.62 и 11.82 эВ) — в один эффективный резонансный уровень. При этом считалось, что резонансные уровни дезактивируются за счет радиационного излучения с частотой A . При характерном для наших условий факторе ускользания $\theta \approx 10^{-3} - 10^{-2}$ и $A \sim 3 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ получаем частоту радиационного распада $\theta \cdot A \sim 3 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. При этом коэффициент скорости ионизации с резонансного и метастабильного уровней $k^* \sim 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$, концентрация электронов $n_e \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$, и получаем $k^* \cdot n_e \sim 10^4 \text{ с}^{-1}$. Поэтому считалось, что частота радиационного тушения значительно превышает как частоту ступенчатой ионизации, так и частоту перемешивания резонансных и метастабильных уровней электронным ударом. Это означает,

Список реакций

1	Возбуждение	$\text{Ar} + e \rightarrow \text{Ar}^* + e$	Расчет k (см ³ /с)
2	Ионизация	$\text{Ar} + e \rightarrow \text{Ar}^+ + e + e$	из ФРЭЭ
3	Ступенчатая ионизация	$\text{Ar}^* + e \rightarrow \text{Ar}^+ + e + e$	по сечениям [11]
4	Конверсия	$\text{Ar}^+ + \text{Ar} + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}_2^+ + \text{Ar}$	$k = 1.8 \cdot 10^{-31} \cdot (300/T)^{3/4}$ (см ⁶ /с) [10]
5	Диссоциативная рекомбинация	$\text{Ar}_2^+ + e \rightarrow \text{Ar}^* + \text{Ar}$	$k = 4 \cdot 10^{-5} \cdot T_e^{-0.67}$ (см ³ /с) [10]
6	Диссоциация электронным ударом	$\text{Ar}_2^+ + e \rightarrow \text{Ar}^+ + \text{Ar} + e$	$k = 5.7 \cdot 10^{-7}$ (см ³ /с) [13]
7	Трехтельная рекомбинация	$\text{Ar}^+ + e + e \rightarrow \text{Ar}^* + e$	$k = 1.6 \cdot 10^{-22} / (T[10^3 \text{ K}])^{4.5}$ (см ⁶ /с) [9]
8	Радиационный распад	$\text{Ar}^r \rightarrow \text{Ar} + h\nu$	$k \approx \theta \cdot A$ (с ⁻¹) (см. текст)
9	Перемешивание уровней	$\text{Ar}^* + e \rightarrow \text{Ar}^r + e$	$k \approx 10^{-8}$ (см ³ /с) (оценка)

что концентрация резонансных уровней много меньше метастабильных и не влияет на ступенчатую ионизацию.

В диффузионном режиме гибель заряженных частиц происходит в основном вследствие их диффузии и рекомбинации на стенке. В этом режиме основным ионом является Ar_2^+ . Его концентрация определяется балансом конверсии ионов и диссоциации электронным ударом (реакции 4 и 6), а радиальный профиль — диффузией к стенке. В контрагированном режиме основная гибель заряженных частиц происходит в объеме разрядной области в реакции диссоциативной рекомбинации (5). Радиальные распределения концентрации электронов в диффузионном и контрагированном режимах приведены на рис. 1.

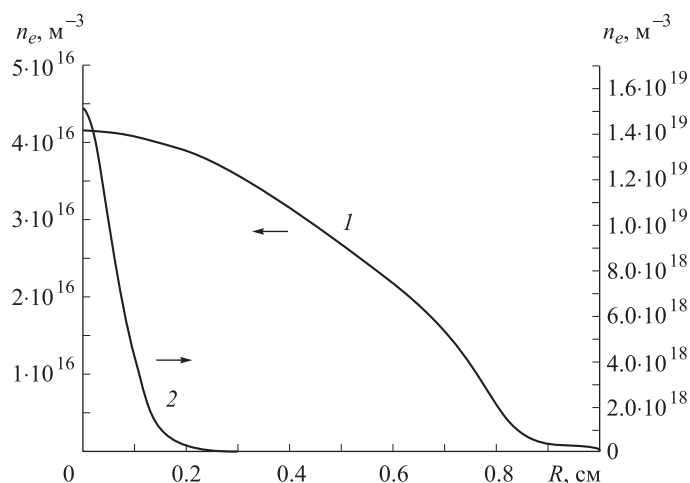


Рис. 1. Радиальные распределения концентрации электронов в диффузионном (1) и контрагированном (2) режимах

Значения подвижности электронов и ионов и других коэффициентов брались из работ [8–10]: $\mu_e \cdot N = 3 \cdot 10^{22}$ см²/(с·В), $\mu_i \cdot N = 4.83 \cdot 10^{18}$ см²/(с·В), $\mu_{2i} \cdot N = 7.25 \cdot 10^{18}$ см²/(с·В), коэффициент диффузии электронов находился из зависимости D_e/μ_e [10], для ионов $D_i = 3.8 \cdot 10^{-3} \cdot T^{1.6}/P$ см²/с, $D_{2i} = 5.7 \cdot 10^{-3} \cdot T^{1.6}/P$ см²/с, возбужденных атомов $D^* = 0.014 \cdot T^{1.7}/P$ см²/с.

Скоростные коэффициенты прямой ионизации, ионизации с возбужденного метастабильного уровня, возбуждение эффективного метастабильного уровня находились из расчетов функции распределения энергии электронов (ФРЭЭ) по электронным сечениям [11].

Основная сложность при описании гистерезиса — это переход системы из контрагированного режима в диф-

фузионный, что обычно игнорируется в работах по изучению контракции (описывается лишь прямой переход). Расчеты по нашей модели показали, что обратный переход нельзя получить в локальном приближении. При уменьшении тока в локальном приближении система не выходит из контрагированного состояния — поле остается достаточно низким, а концентрация на оси высокой (что характерно для контрагированного режима), уменьшение тока достигается за счет последовательного сужения контрагированной области. При уменьшении тока ниже значения, при котором происходит переход из диффузионного режима в контрагированный, система «помнит» параметры разрядной плазмы, которые были в контрагированном режиме. Этот эффект заключается в том, что в контрагированном режиме в центральной области функция распределения близка к максвелловской, поэтому в центральной части скорость ионизации велика. Это увеличивает степень ионизации, а кулоновские соударения максвеллизуют функцию распределения. В периферийной области, напротив, концентрация электронов мала, а функция распределения имеет обедненную высокоэнергетичную часть, поэтому в этой области ионизация не происходит. Таким образом, в центральной части разрядной трубки степень ионизации поддерживается достаточно высокой, а в периферийной области — низкой. Когда размеры контрагированной области становятся меньше характерной длины релаксации энергии электронов, — происходит переход в диффузионный режим. В действительности радиальная диффузия быстрых, высокоэнергетичных электронов происходит быстрее, чем низкоэнергетичных. Это изменяет ФРЭЭ во всей центральной части разрядной трубки. При описании этих эффектов модель была модифицирована для учета нелокальных эффектов формирования ФРЭЭ путем введения двухтемпературной функции распределения. На основе этой модели было показано, что переход из контрагированного режима в диффузионный является проявлением эффекта нелокальности формирования функции распределения электронов по энергиям.

На рис. 2 представлена ВАХ моделируемого разряда и зависимость концентрации электронов на оси (рис. 3) от разрядного тока. Видно, что в диффузионном режиме и электрическое поле и концентрация электронов близки к экспериментальным значениям (для тока 3 мА температура газа на оси $T = 520$ К). В контрагированном режиме расчетное значение электрического поля значительно ниже экспериментального значения (для тока 20 мА температура газа на оси $T = 850$ К). Данная область значений давления и электрического поля, согласно [12], соответствует контрагированно-стратифицированному разряду. Контрагированный режим разряда [7] также был

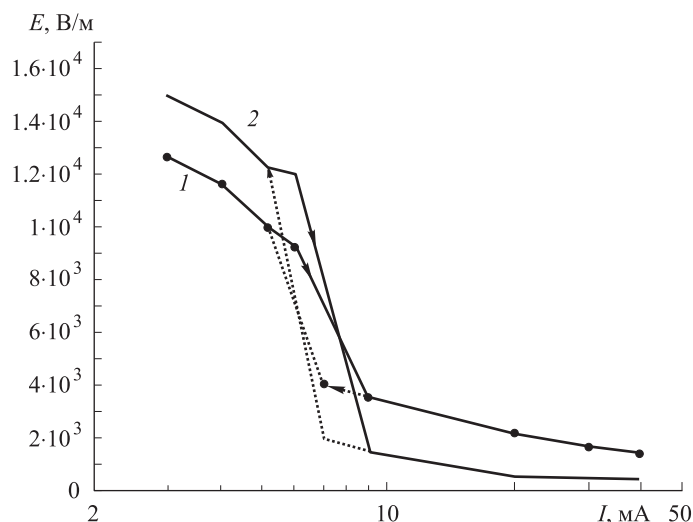


Рис. 2. ВАХ разряда в трубке в области перехода между диффузионным и контрагированным состояниями: 1 — экспериментальные данные [1]; 2 — результаты расчетов

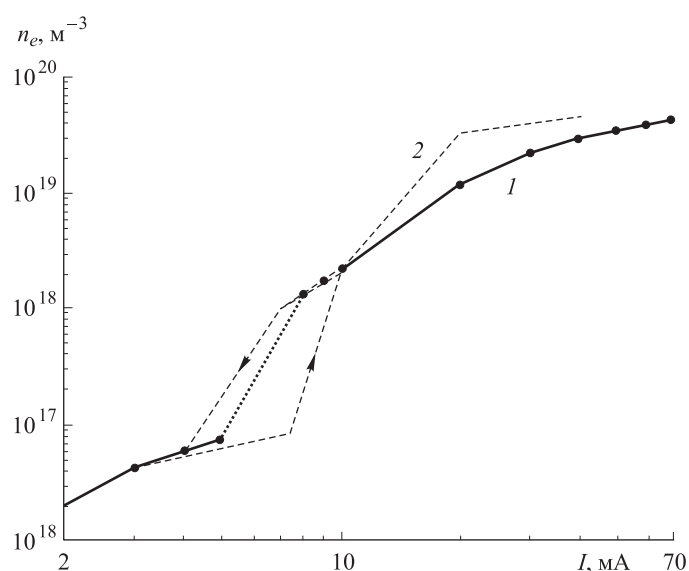


Рис. 3. Зависимость концентрации электронов на оси трубки от разрядного тока: 1 — экспериментальные данные [1]; 2 — результаты расчетов

стратифицирован. Измеренные поля, по-видимому, соответствуют усредненным значениям по областям с высоким и низким электрическим полем (стратам). В нашей одномерной радиальной модели описание контрагированного режима соответствует разрядным параметрам в страте, где поле существенно ниже усредненного значения. В этой работе мы не касались описания продольных стратифицированных профилей параметров плазмы. Это будет предметом наших дальнейших исследований.

Несовпадение в значениях электрического поля E также, возможно, вызвано использованием в модели некоторых приближений и аппроксимаций: в модели

учитывались только ионы Ar^+ и Ar_2^+ и нижние уровни — метастабильные и резонансные и не учитывались более высокие возбужденные состояния и более сложные ионы. Возможно, в диффузионном режиме из-за относительно медленной гибели заряженных частиц становится существенной конверсия в сложные ионы, процессы возбуждения-девозбуждения высоких возбужденных уровней аргона, кроме того, нелокальные эффекты учтены в приближенном двухтемпературном подходе.

Несмотря на несовпадения расчетных продольных электрических полей и концентраций с экспериментальными значениями для контрагированного режима, переходы, как прямые так и обратные, происходят при тех же значениях разрядного тока как для неона, так и для аргона. Отсюда можно сделать вывод, что разработанная модель учитывает все основные процессы, не только приводящие к контракции, но и выводящие систему из контрагированного режима. Насколько нам известно, это первая модель (вместе с [4]), позволяющая самосогласованно описать явление гистерезиса при переходе между диффузионным и контрагированным режимами в инертных газах.

В настоящей работе модель, построенная нами для неона [4], была модифицирована для аргона и показала, что учет нелокальности формирования ФРЭЭ необходим для описания гистерезисного перехода (перехода из контрагированного состояния в диффузионное) в инертных газах. Расчеты по этой модели показали, что использованный способ учета нелокальности формирования ФРЭЭ позволяет описать эксперимент для диффузионного и контрагированного режимов и воспроизвести гистерезисный переход между этими режимами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 7101.2006.2).

Список литературы

1. Голубовский Ю.Б., Зонненбург Р. // ЖТФ. 1979. **49**, № 2. С. 295.
2. Petrov G.M., Ferreira C.M. // Phys. Rev. E. 1999. **59**. P. 3571.
3. Дятко Н.А., Ионих Ю.З., Кочетов И.В. и др. // Докл. Всерос. конф. «Физика низкотемпературной плазмы 2007». Т. 2. Петрозаводск, 2007. С. 136.
4. Шкурников И.А., Манкелевич Ю.А., Рахимова Т.В. // Докл. Всерос. конф. «Физика низкотемпературной плазмы 2007». Т. 1. Петрозаводск, 2007. С. 155.
5. Gunn J. // Solid State Commun. 1963. **1**. P. 88.
6. Шкурников И.А., Манкелевич Ю.А., Рахимова Т.В. // Физика плазмы. 2008. **34**, № 9. С. 845.
7. Голубовский Ю.Б., Зинченко А.К., Каган Ю.М. // ЖТФ. 1977. **47**, № 7. С. 295.
8. Физические величины: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М., 1991.
9. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Т. 1 / Под ред. В.Е. Фортова. М., 2000.
10. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М., 1987.
11. Phelps A.V. // JILA Information Center Report. 1985. N 28.
12. Kolobov V.I. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. **39**. P. 487.
13. Марченко В.С. // Физика плазмы. 1983. **85**, № 2(8). С. 500.

Hysteresis transition between diffuse and constricted modes of a DC discharge in argon**I. A. Shkurenkov^a, Yu. A. Mankelevich, T. V. Rakhimova***Department of Microelectronics, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.**E-mail: ^ajchkouren@mail.ru.*

The results of theoretical studies of hysteresis transition between the diffuse and constricted modes of a dc glow discharge in argon are presented. It is shown that experimentally observed hysteresis of the current-voltage characteristic at the transition from the constricted to the diffuse mode dealt with the non-local formation of the electron energy distribution function (EEDF) at the account of heterogeneity of radial fields, namely, the diffusion of high-energy electrons capable of producing gas ionization from the central (constricted) region. The effect of the non-local formation of the EEDF is taken into account by introducing the effective temperature of the high-energy part of the EEDF and solving the equation for the radial profile of the high-energy part of the EEDF.

PACS: 52.65.-y, 52.25.Dg, 52.25.Jm.

Keywords: low-temperature plasma.*Received 21 March 2008.*English version: *Moscow University Physics Bulletin* 2(2009).*Сведения об авторах*

1. Шкуренок Иван Алексеевич — аспирант, мл. научн. сотр.; тел.: , e-mail: jchkouren@mail.ru.
2. Манкелевич Юрий Александрович — к. ф.-м. н., ст. научн. сотр.; тел.: 939-41-02, e-mail: ymankelevich@mics.msu.su.
3. Рахимова Татьяна Викторовна — к. ф.-м. н., вед. научн. сотр.; тел.: 939-49-57, e-mail: trakhimova@mics.msu.su.